Arbeitsgruppe Reaktorbetrieb

KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH

des Landes Nordrhein-Westfalen

Abschirmungsberechnung für den Materialprüfreaktor Dido

von

Dr. O. Schaffer

Jül - 54 - RE

Juni 1962

Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 54

Arbeitsgruppe Reaktorbetrieb Jül – 54 – RE

Dok.: FRJ - 2 (DIDO) - SHIELDING * DK 621.039.573.038 (43) FRJ - 2 -

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Jülich, den 12. Januar 1960

Abschirmungsberechnung

für den Materialprüfreaktor DIDO

von

Dr. O. Schaffer

I N H A L T

Bestimmung der Dosisleistung in radialer Richtung für die schwächste Stelle der Abschirmung (vgl. [1], Fig. 2, Strahl 1) bei 10 MW Reaktorleistung unter Berücksichtigung eines B_4C-Zusatzes zum Eisenschrotbeton der biologischen Abschirmung.

1. Dimensionierung des Reaktorkernes und der Abschirmung [1], Anhang S. 29 und 30

Radius des Kernzylinders	R =	46,00	cm
Höhe des Kernzylinders	H =	61,00	cm
Schwerwasserschicht		54,35	cm
Aluminiumtank		1,27	cm
Graphitreflektor		17,50	cm
Vertikal-Experimentierkanal		25,30	cm
Graphitreflektor		17,50	cm
Bleifassung des Graphites		1,90	cm
Boralschicht		0,63	cm
Stahlmantel des Stahltanks		1,60	cm
Bleifüllung des Stahltanks		8,50	cm
Äußerer Stahlmantel des Stahltanks		1,00	cm
Eisenschrotbetonring		46,00	cm
Barytbeton		100,00	cm
Äußerer Stahlmantel		2,54	cm

2. Makroskopische Beseitigungs-Querschnitte der abschirmenden Medien

Sämtliche makroskopischen Beseitigungs-Querschnitte der abschirmenden Medien mit Ausnahme desjenigen für den Eisenschrotbeton wurden aus [1], Anhang S. 14 entnommen. Für den reinen Eisenschrotbeton ohne B_4C-Zusatz findet man in dem zitierten Gutachten einen Wert von $\mu^{(r)} = 0{,}1331\ cm^{-1}$. Bei Zugabe von 5 kg B_4C je Tonne Stahl vergrößert sich dieser Wert auf $\mu^{(r)} = 0{,}1342\ cm^{-1}$. Die Berechnung wurde wie folgt durchgeführt:

Der Dichteanteil des Gußeisenschrotes im Eisenschrotbeton beträgt $\rho = 4,8\ gcm^{-3}$, mithin enthält 1 cm^3 des Betons $0,005 \cdot 4,8 = 0,024$ g B_4C. Der Massenbeseitigungs-Querschnitt $\mu^{(r)}/\rho$ einer chemischen Verbindung (Molekül : B_mC_n ist nach [1], Anhang S. 8 gegeben durch

$$\frac{\mu^{(r)}}{\rho} = \frac{m(\frac{\mu^{(r)}}{\rho})_B A_B + n\ (\frac{\mu^{(r)}}{\rho})_C A_C}{m\ A_B + n\ A_C}, \qquad (1)$$

wobei A_B und A_C die Atomgewichte der beiden Komponenten B und C bedeuten. Somit wird nach [2], S. 22, Tab. 2, wenn man die ungünstigsten Werte für die Massen-Beseitigungs-Querschnitte der einzelnen Komponenten nimmt, unter Verwendung von (1)

$$\left(\frac{\mu^{(r)}}{\rho}\right)_{B_4C} = \frac{4 \cdot 0,0486 \cdot 10,82 + 0,0383 \cdot 12,01}{4 \cdot 10,82 + 12,01}$$

$$= 0,0463\ cm^2g^{-1}. \qquad (2)$$

Multipliziert man (2) mit dem Dichteanteil $\rho = 0,0240\ gcm^{-3}$, so erhält man den makroskopischen Beseitigungs-Querschnitt $\mu^{(r)}$ für den B_4C-Anteil im Fe-Beton. Dieser ergibt sich dann zu:

$$\mu^{(r)}{}_{B_4C} = 0,0011\ cm^{-1}.$$

Der makroskopische Beseitigungs-Querschnitt für den Fe-Beton mit B_4C-Zusatz ergibt sich nun durch Hinzufügen von $\mu^{(r)}{}_{B_4C}$ zum $\mu^{(r)}$ des reinen Fe-Betons. Da der letztere nach [1], Anhang S. 14 $\mu^{(r)} = 0,1331\ cm^{-1}$ beträgt, erhält man also

$$\mu^{(r)} = 0,1331 + 0,0011 = 0,1342\ cm^{-1}$$

als makroskopischen Beseitigungs-Querschnitt für den Fe-Beton mit B_4C-Zusatz. Tabelle 1 enthält eine Zusammenstellung sämtlicher makroskopischer Beseitigungs-Querschnitte $\mu^{(r)}$ der in Betracht kommenden abschirmenden Medien sowie die Produkte $\mu^{(r)}x$ aus makroskopischen Beseitigungs-Querschnitt und Schichtdicke.

Tabelle 1

Abschirmendes Medium	Schichtdicke x in cm	Makroskopischer Beseitigungsquerschnitt $u^{(r)}$ in cm	$\mu^{(r)}x$
Schwerwasser	54,35	0,0874	4,7501
Aluminium	1,27	0,0724	0,0919
Graphit	17,50	0,0785	1,3737
Experimentierkanal	25,30		
Graphit	17,50	0,0785	1,3737
Blei	1,90	0,1066	0,2025
Boral	0,63	0,0865	0,0545
Stahl	1,60	0,1576	0,2521
Blei	8,50	0,1066	0,9061
Stahl	1,00	0,1576	0,1576
Eisenschrot-Beton	46,00	0,1342	6,1732
Baryt-Beton	100,00	0,0945	9,4500
Stahl	2,54	0,1576	0,4003

$\sum_i x_i = 278{,}09$ $\qquad$ $25{,}1857 = \sum_i \mu_i^{(r)} x_i = b_1$

Wird der Experimentierkanal mit Graphit ausgefüllt, dann gilt

$$b_2 = b_1 + 25{,}30 \cdot 0{,}0785 = 27{,}1717.$$

3. Die Berechnung des schnellen Neutronenflusses und der Dosisleistung schneller Neutronen an der Außenfläche der Reaktorabschirmung

Zur Berechnung des schnellen Neutronenflusses an den Grenzflächen der abschirmenden Medien bzw. an der Außenfläche der biologischen Abschirmung ist es zweckmäßig und statthaft, den zylindrischen Reaktorkern durch eine radiengleiche Kugel zu ersetzen. Desgleichen soll zur Vereinfachung der Rechnung jede zylindrische Wand eines abschirmenden Mediums durch eine entsprechende ebene Wand gleicher Dicke ersetzt werden. An der Außenfläche eines aus n abschirmenden Schichten bestehenden Schildes ergibt sich somit ein Fluß ungestreuter schneller Neutronen, der durch

$$\Phi_f = \Phi_o \frac{R}{R + \sum_{i=1}^{n} x_i} E_1\left(\sum_{i=1}^{n} \mu_i^{(r)} x_i\right) \qquad (3)$$

dargestellt werden kann, wobei Φ_o den schnellen Neutronenfluß an der Kern-Außenfläche, R den Radius des kugelförmigen Reaktorkerns, $R + \sum_i x_i$ die Entfernung des Aufpunktes P vom Kugelmittelpunkt und $E_1(\sum_i \mu_i^{(r)} x_i)$ das Exponentialintegral bedeutet. Letzteres ist durch

$$E_1(q) = \int_q^\infty \frac{e^{-t}}{t}\, dt \approx \frac{e^{-q}}{q+1} \qquad (4)$$

für große q (vgl. [3], S. 213), definiert. Bezüglich der Ableitung von (3) sei auf [4] S. 593 und S. 597 verwiesen. Die Formel ist, wie eine genauere Untersuchung zeigt, pessimistisch.

Der schnelle Fluß an der Kern-Außenfläche ergibt sich für eine ausgedehnte Volumenquelle nach [4], S. 602 zu

$$\Phi_o = \frac{1}{2} \cdot S_v \cdot \lambda . \qquad (5)$$

In Gleichung (5) bedeutet S_v die Volumenquellstärke und λ

die Relaxationslänge für schnelle Neutronen innerhalb der Volumenquelle. Hierbei ist λ der reziproke Wert des makroskopischen Beseitigungs-Querschnittes $\mu^{(r)}$ für den Reaktorkern. Dieser wiederum ist nahezu identisch mit dem für Schwerwasser (vgl. [1], Anhang S. 13). Die Volumenquellstärke S_v kann aus der Reaktorleistung, der durchschnittlichen Anzahl der pro Spaltung freiwerdenden Neutronen und aus dem Kernvolumen leicht ermittelt werden. Zur Erzeugung von 1 Watt Reaktorleistung sind $3{,}1 \cdot 10^{10}$ Spaltungen erforderlich. Bei jeder Spaltung werden im Mittel 2,5 Neutronen frei. Daher werden also im Reaktorkern bei 10 MW Reaktorleistung insgesamt

$$Q = 3{,}1 \cdot 10^{10} \cdot 2{,}5 \cdot 10^{7} \ \mathrm{sec}^{-1}$$

erzeugt. Das Kernvolumen V ergibt sich aus den Kernabmessungen zu

$$V = R^2 \cdot \pi \cdot H = 4{,}05 \cdot 10^5 \ \mathrm{cm}^3.$$

Somit beträgt die Volumenquellstärke S_v

$$S_v = \frac{Q}{V} = \frac{3{,}1 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{17}}{4{,}05 \cdot 10^5} = 1{,}914 \cdot 10^{12} \mathrm{cm}^{-3} \mathrm{sec}^{-1}. \tag{6}$$

Nach (5) und (6) hat man dann für den schnellen Fluß an der Kernaußenfläche

$$\Phi_o = \frac{1{,}914 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 0{,}0874} = 1{,}095 \cdot 10^{13} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{sec}^{-1}.$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem von den Engländern angegebenen schnellen Fluß an der gleichen Stelle([5], Abb. 23), so stellt man fest, daß keine Übereinstimmung vorliegt. Der in [5] angegebene Flußwert beträgt etwa $5 \cdot 10^{13}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$. Zur Klärung dieses Widerspruches wurde das Neutronenspektrum eines Reaktors näher untersucht.

Für ein Brennstoffelement des BSR sind die auf 100 kW Reaktorleistung bezogenen Meßergebnisse in [6], S. 107, Fig. 2-20 graphisch wiedergegeben. Zufolge dieser Angaben beträgt der schnelle Fluß oberhalb 0,5 MeV Schwellenenergie etwa $5 \cdot 10^{11}$ $cm^{-2}sec^{-1}$, oberhalb 1 MeV $3{,}6 \cdot 10^{11}$ $cm^{-2}sec^{-1}$, oberhalb 2 MeV $2 \cdot 10^{11}$ $cm^{-2}sec^{-1}$ und oberhalb 3 MeV $1{,}1 \cdot 10^{11} cm^{-2}sec^{-1}$. Rechnet man auf 10^7 Watt Reaktorleistung um, so sind die angegebenen Werte mit dem Faktor 10^2 zu multiplizieren. Somit beträgt der schnelle Fluß oberhalb 0,5 MeV ca. $5 \cdot 10^{13} cm^{-2}sec^{-1}$. Dies ist mit dem in [5], Abb. 23 angegebenen Flußwert an der Kernaußenfläche identisch. Hierzu ist allerdings folgendes zu bemerken:

Die Messungen beziehen sich auf einen mit Leichtwasser moderierten Reaktor und auf das Innere eines Brennelementes. Obgleich der Einfluß des Moderators auf die Flußverteilung im Brennelement kurz nach der Entstehung der Neutronen sicher von geringer Bedeutung ist, führt die Annahme, den schnellen Fluß in einem Brennelement demjenigen Fluß an der Kernaußenfläche gleichzusetzen, mit Bestimmtheit auf einen zu hohen Wert. Dennoch soll in der nun folgenden Rechnung aus Sicherheitsgründen dieser zu große Fluß von $5 \cdot 10^{13}$ $cm^{-2}sec^{-1}$ an der Kernaußenfläche benutzt werden. Man erhält dann (vgl. Tab. 2) mit Rücksicht auf [6], S. 107, Fig. 2-20 an der Kernaußenfläche folgende Flußverteilung

Tabelle 2

Energiebereich E	schneller Neutronenfluß $[cm^{-2}sec^{-1}]$ an der Kernaußenfl.
0,5 MeV < E < 1 MeV	$1{,}4 \cdot 10^{13}$
1 MeV < E < 2 MeV	$1{,}6 \cdot 10^{13}$
2 MeV < E < 3 MeV	$0{,}9 \cdot 10^{13}$
3 MeV < E	$1{,}1 \cdot 10^{13}$

Der schnelle Fluß an der Außenfläche der biologischen Abschirmung ergibt sich dann mit $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{13}\ cm^{-2}sec^{-1}$, $\sum_i \mu_i^{(r)} x_i = 25{,}1857$ (vgl. Tab. 1) und $R + \sum_i x_i = 324{,}09$ cm nach (3) zu

$$\Phi_f = 5 \cdot 10^{13} \cdot \frac{46}{324{,}09} E_1(25{,}1857) \approx 5 \cdot 10^{13} \cdot 0{,}1419 \cdot \frac{e^{-25{,}1857}}{26{,}1857} = 3{,}124\ cm^{-2}sec^{-1}. \qquad (7)$$

Bei dieser Rechnung erfolgte allerdings die Einschätzung des im Graphit befindlichen Vertikal-Experimentierkanals von 25,30 cm Durchmesser zu pessimistisch, da von der gesamten Graphitschicht überall eine Dicke von 25,30 cm in Abzug gebracht wurde. Der Einfluß dieses Kanals kann auf vorsichtige Weise etwa so abgeschätzt werden, daß man die kugelförmige Neutronenquelle durch eine äquivalente kreisförmige Flächenquelle gleicher Flächenquellstärke im Abstand $\sum_i x_i$ vom Aufpunkt P ersetzt und den Winkel 2ϑ, unter dem die Kreisscheibe dem Aufpunkt P erscheint, so bestimmt, daß in P jener Fluß ungestreuter schneller Neutronen erzeugt wird, der sich ergibt, wenn man von der Kugelquelle ausgeht und den Vertikalkanal im Graphit als nicht vorhanden betrachtet. Der Winkel 2ϑ bestimmt auch die effektive Höhe des Experimentierkanals. Die aus Kanaldurchmesser und effektiver Kanalhöhe sich ergebende Kanal-Querschnittsfläche kann man jetzt leicht durch eine flächengleiche Kreisscheibe an der gleichen Stelle ersetzen und erhält somit einen Winkel $2\vartheta_1$, unter dem diese Kreisscheibe dem Aufpunkt P erscheint. Bei der beschriebenen Manipulation tritt also anstelle des zylindrischen Vertikalkanals ein kegelstumpfartiges Gebilde mit einer dem Kanaldurchmesser entsprechenden Höhe. Diese Methode ist zugleich auch konservativ, da bei der Deformation der rechteckigen Querschnittsfläche in die flächengleiche Kreisscheibe die Wirkung des Loches überschätzt wird.

Alles, was an Strahlung unter Winkeln kleiner als ϑ_1 zur Symmetrieachse in P eintrifft, durchsetzt demnach die Graphitschicht mit einer um den Durchmesser des Kanals verminderten Dicke und alles, was an Strahlung unter Winkeln größer als ϑ_1, aber kleiner als ϑ zur Symmetrieachse in P eintrifft, durchsetzt die volle Graphitschichtdicke. Der Winkel ϑ ergibt sich aus der Gleichung:

$$\Phi_o \frac{R}{R+\sum_i x_i} E_1(b_2) = \Phi_o[E_1(b_2) - E_1 (\frac{b_2}{\cos\vartheta})] .$$

Hieraus folgt nun weiter:

$$E_1(\frac{b_2}{\cos\vartheta}) = E_1(b_2) - \frac{R}{R+\sum_i x_i} E_1(b_2) = (1-\frac{R}{R+\sum_i x_i})E_1(b_2).$$

Einsetzen der Zahlenwerte in diese Gleichung liefert:

$$E_1(\frac{27{,}1717}{\cos\vartheta}) = 0{,}8581 \,.\, E_1(27{,}1717) \approx 0{,}8581 \frac{e^{-27{,}1717}}{28{,}1717}$$

$$= 4{,}8199 \,.\, 10^{-14}$$

oder

$$\frac{27{,}1717}{\cos\vartheta} = 27{,}3197 .$$

Daraus folgt nun:

$$\cos\vartheta = 0{,}9946; \qquad \mathrm{tg}\,\vartheta = 0{,}1054 .$$

Die Mitte des Experimentierkanals ist vom Aufpunkt P 192,32 cm entfernt; daher ergibt sich die effektive Höhe des Kanals zu

$$h = 2 \,.\, 192{,}32 \,.\, 0{,}1054 = 40{,}541 \text{ cm} .$$

Die Querschnittsfläche beträgt:

$$F = 25{,}30 \,.\, 40{,}541 = 1025{,}6873 \text{ cm}^2$$

Daher ist der Radius der flächengleichen Kreisscheibe:

$$R_1 = 18{,}069 \text{ cm} .$$

Somit erhält man:

$$\mathrm{tg}\,\vartheta_1 = \frac{18{,}069}{192{,}32} = 0{,}09395; \quad \cos\vartheta_1 = 0{,}9956 .$$

Der schnelle Fluß im Aufpunkt P ergibt sich somit unter Berücksichtigung des Loches zu

$$\Phi_f = \Phi_o \left[E_1(b_1) - E_1\left(\frac{b_1}{\cos\vartheta_1}\right) + E_1\left(\frac{b_2}{\cos\vartheta_1}\right) - E_1\left(\frac{b_2}{\cos\vartheta}\right)\right]$$

$$= 5 \cdot 10^{13} \left[E_1(25{,}1857) - E_1\left(\frac{25{,}1857}{0{,}9956}\right) + E_1\left(\frac{27{,}1717}{0{,}9956}\right) - E_1\left(\frac{27{,}1717}{0{,}9946}\right)\right]$$

$$= 5 \cdot 10^{13} \left[4{,}4032 \cdot 10^{-13} - 3{,}9225 \cdot 10^{-13} + 0{,}49601 \cdot 10^{-13} - 0{,}48218 \cdot 10^{-13}\right]$$

$$= 5 \cdot 10^{13} \cdot 0{,}49453 \cdot 10^{-13} = 2{,}473 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}. \quad (8)$$

Der Schwächungsfaktor berechnet sich demnach zu

$$f = \frac{\Phi_f}{\Phi_o} = \frac{2{,}473}{5} \cdot 10^{-13} = 0{,}4946 \cdot 10^{-13}.$$

Die in Tab. 2 angegebenen Flußwerte sind also alle mit diesem Faktor f zu multiplizieren, um die zu den einzelnen Energiegruppen gehörigen Flußwerte an der Außenfläche der biologischen Abschirmung zu erhalten. Die Ergebnisse der Rechnung sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Tabelle 3

Energiebereich E	$\Phi_f [cm^{-2} sec^{-1}]$	$D [\frac{mrem\ h^{-1}}{cm^{-2} sec^{-1}}]$	Dosisleistung $[mrem\ h^{-1}]$
0,5 MeV < E < 1 MeV	0,6924	0,105	0,0728
1 MeV < E < 2 MeV	0,7914	0,167	0,1322
2 MeV < E < 3 MeV	0,4451	0,250	0,1113
3 MeV < E	0,5441	0,250	0,1361
	2,4730		0,4524

Zur Umrechnung vom Fluß auf die Dosisleistung wurden die in der dritten Spalte der Tab. 3 angegebenen Umrechnungsfaktoren benutzt, die ihrerseits den Empfehlungen der Europäischen Atomgemeinschaft (vgl. [7], S. 234) entsprechen. Die Dosis-Umrechnungsfaktoren gelten der Reihe nach für die Intervallmitten, also für 0,75 MeV; 1,5 MeV; 2,5 MeV und für 3 - 10 MeV. Der Übersicht halber sind in der untenstehenden Tab. 4 alle für die Berechnung erforderlichen Daten zusammengestellt.

Tabelle 4

Neutronenenergie	Neutronenfluß $[cm^{-2} sec^{-1}]$	$D [\frac{mrem\ h^{-1}}{cm^{-2} sec^{-1}}]$
3-10 MeV	10	0,250
2,5 MeV		0,250
2,0 MeV	12	0,209
1,5 MeV		0,167*
1,0 MeV	20	0,125
0,75 MeV		0,105*
0,5 MeV	30	0,084
0,1 MeV	70	0,036
10 KeV	350	0,008
10 eV	700	0,004
0,025 eV	700	0,004

*) durch lineare Interpolation ermittelt

4. Die Berechnung des thermischen Neutronenflusses

Die Berechnung des thermischen Neutronenflusses erfolgte nach einem Verfahren von Grotenhuis und Butler [8], S. 18, für ebene Plattengeometrie und exponentielles Abklingen des schnellen Flusses. Dieses Verfahren besteht darin, daß zusätzlich zur Lösung der Diffusionsgleichung für thermische Neutronen ein Glied hinzutritt, das durch die Abbremsung der schnellen Neutronen im abschirmenden Medium bedingt wird.

Erfolgt die Schwächung des schnellen Flusses nach einem exponentiellen Gesetz, etwa in der Form

$$\Phi_f = \Phi_f(o)\, e^{-\mu^* x},$$

so werden pro Volumeneinheit

$$S = \mu^* \Phi_f(o)\, e^{-\mu^* x}$$

Neutronen aus der schnellen Gruppe ausscheiden und in die thermische Gruppe gelangen. S ist ein sogenannter Quellterm und die Differentialgleichung für den thermischen Fluß lautet dann für den oben näher präzisierten Fall

$$D\frac{d^2\Phi_s}{dx^2} - \mu^{(c)}\Phi_s + \mu^* \Phi_f(o)\, e^{-\mu^* x} = o, \qquad (9)$$

wobei Φ_s den thermischen Fluß, $\mu^{(c)}$ den makroskopischen Einfang-Querschnitt oder Absorptions-Querschnitt für thermische Neutronen und D die thermische Diffusionskonstante bedeutet. Ein partikuläres Integral der obigen Differentialgleichung (9) ist aber offensichtlich

$$\Phi_s = \frac{\mu^* \Phi_f(o)}{D(K^2 - \mu^{*2})}\, e^{-\mu^* x} \quad (K^2 = \frac{\mu^{(c)}}{D}), \qquad (10)$$

wie man durch Einsetzen in (9) sofort bestätigt. Die vollständige Lösung von (9) setzt sich bekanntlich aus der vollständigen Lösung der zugehörigen homogenen Differentialgleichung und einer Partikulärlösung der inhomogenen Differentialgleichung additiv zusammen. Die Lösung der homogenen Differentialgleichung lautet aber

$$\Phi_s = A\, e^{Kx} + B\, e^{-Kx} . \tag{11}$$

Daher ergibt sich die vollständige Lösung von (9) aus (10) und (11) zu

$$\Phi_s = A\, e^{Kx} + B\, e^{-Kx} + \frac{\mu^* \Phi_f(o)}{D(K^2-\mu^{*2})}\, e^{-\mu^* x} . \tag{12}$$

Die Konstanten A und B sind nun so zu wählen, daß die Randbedingungen erfüllt sind. Macht man bei Abschirmungsproblemen die pessimistische Annahme, daß der thermische Fluß im Unendlichen verschwindet, dann wird notwendig $A = o$. Die zweite Konstante B erhält man sofort, wenn man den thermischen Fluß z.B. für $x = o$, also am Anfang der Abschirmung kennt. Bezeichnet man denselben an der genannten Stelle mit $\Phi_s(o)$, so folgt aus (12)

$$\Phi_s(x) = \left[\Phi_s(o) - \frac{\mu^* \Phi_f(o)}{D(K^2-\mu^{*2})}\right] e^{-Kx} + \frac{\mu^* \Phi_f(o)}{D(K^2-\mu^{*2})}\, e^{-\mu^* x} . \tag{13}$$

Mit dieser Formel (13) kann der thermische Fluß an der Außenfläche jeder Schicht berechnet werden; jedoch benötigt man hierzu neben $\Phi_s(o)$, D,K auch noch $\Phi_f(o)$ und μ^*. Der schnelle Fluß $\Phi_f(o)$ an der Innenfläche jeder abschirmenden Schicht kann nach (3) ermittelt werden. An der Innenseite der k-ten Schicht beträgt der schnelle Fluß nach (3)

$$\Phi_{k-1} = \Phi_f\left(\sum_{i=1}^{k-1} x_i\right) = \frac{R}{R+\sum_{i=1}^{k-1} x_i}\, \Phi_o E_1\left(\sum_{i=1}^{k-1} \mu_i^{(r)} x_i\right) \tag{14}$$

für $k \geq 2$, wobei Φ_o den schnellen Fluß an der Kern-Außenfläche bedeutet. An der Innenseite der (k+1)-ten Schicht hat man dann entsprechend

$$\Phi_k = \Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k} x_i \right) = \frac{R}{R + \sum_{i=1}^{k} x_i} \Phi_o E_1 \left(\sum_{i=1}^{k} \mu_i^{(r)} x_i \right) . \qquad (15)$$

Um Gl. (13) auf die k-te Schicht anwenden zu können, ist es notwendig, aus (14) und (15) μ_k^* für diese Schicht zu berechnen. Aus

$$\Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k} x_i \right) = \Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k-1} x_i \right) e^{-\mu_k^* x_k}$$

folgt dann sofort:

$$\mu_k^* = \frac{\log \Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k-1} x_i \right) - \log \Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k} x_i \right)}{x_k \log e} . \qquad (15a)$$

An der Kern-Außenfläche, d.h. an der Innenseite der ersten Schicht herrscht nach Voraussetzung der Fluß Φ_o, so daß μ_1^* durch

$$\mu_1^* = - \frac{\log \left[\frac{R}{R+x_1} E_1 (\mu_1^{(r)} x_1) \right]}{x_1 \log e} \qquad (15b)$$

gegeben ist. Hat man nach (15a) und (15b) die μ_k^* für sämtliche Schichten berechnet, so ergibt sich der schnelle Fluß an der Außenseite der k-ten bzw. an der Innenseite der (k + 1)-ten Schicht zu

$$\Phi_f \left(\sum_{i=1}^{k} x_i \right) = \Phi_o \, e^{-\sum_{i=1}^{k} \mu_i^* x_i} .$$

Die Ergebnisse der Rechnung sind in Tab. 5 zusammengestellt. Zur raschen Ermittlung der Exponentialintegrale und der Exponentialfunktionen wurden die in [9], S. 372 - 379 angegebenen Kurven benutzt.

Zur Berechnung des thermischen Neutronenflusses nach Gl. (13) werden nun noch die thermischen Konstanten K und D benötigt. Teils sind dieselben für die verschiedenen Stoffe in der Literatur angegeben, teils müssen sie berechnet wer-

Tabelle 5

k	Medium	$\frac{R}{R+\sum_i x_i}$	$E_1(\sum_i \mu_i^{(r)} x_i)$	$\frac{R}{R+\sum_i x_i} \cdot E_1(\sum_i \mu_i^{(r)} x_i)$	$\log\left[\frac{R}{R+\sum_i x_i} \cdot E_1(\sum_i \mu_i^{(r)} x_i)\right]$	$\log\phi_{k-1}-\log\phi_k$	$x_k \log e$	$\mu_k^* \, [cm^{-1}]$	$\mu_k^* \, x_k$	$\sum_i \mu_i^* \, x_i$	$e^{-\sum_i \mu_i^* x_i}$	$\phi_f(\sum_{i=1}^{k} x_i)$
1	Schwer-wasser	0,4584	$1{,}6 \cdot 10^{-3}$	$7{,}334 \cdot 10^{-4}$	0,8653 – 4	3,1347	23,6042	0,1328	7,2176	7,2176	$7{,}5 \cdot 10^{-4}$	$3{,}75 \cdot 10^{10}$
2	Alumi-nium	0,4527	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	$6{,}338 \cdot 10^{-4}$	0,8020 – 4	0,0633	0,5516	0,1148	0,1457	7,3633	$6{,}6 \cdot 10^{-4}$	$3{,}30 \cdot 10^{10}$
3	Graphit	0,3862	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$	$1{,}081 \cdot 10^{-4}$	0,0338 – 4	0,7682	7,6002	0,1011	1,7692	9,1325	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$6{,}00 \cdot 10^{9}$
4	Exp.-Kanal	0,3185	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$	$8{,}918 \cdot 10^{-5}$	0,9503 – 5	0,0835	10,9878	0,0076	0,1922	9,3247	$9{,}6 \cdot 10^{-5}$	$4{,}80 \cdot 10^{9}$
5	Graphit	0,2841	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}705 \cdot 10^{-5}$	0,2317 – 5	0,7186	7,6002	0,0946	1,6555	10,9802	$1{,}7 \cdot 10^{-5}$	$8{,}50 \cdot 10^{8}$
6	Blei	0,2808	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	$1{,}348 \cdot 10^{-5}$	0,1297 – 5	0,1020	0,8252	0,1236	0,2348	11,2150	$1{,}35 \cdot 10^{-5}$	$6{,}75 \cdot 10^{8}$
7	Boral	0,2797	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	$1{,}287 \cdot 10^{-5}$	0,1096 – 5	0,0201	0,2736	0,0735	0,0463	11,2613	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	$6{,}50 \cdot 10^{8}$
8	Stahl	0,2770	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	$9{,}418 \cdot 10^{-6}$	0,9740 – 6	0,1356	0,6949	0,1951	0,3121	11,5734	$9{,}4 \cdot 10^{-6}$	$4{,}70 \cdot 10^{8}$
9	Blei	0,2635	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	$3{,}426 \cdot 10^{-6}$	0,5348 – 6	0,4392	3,6916	0,1190	1,0115	12,5849	$3{,}4 \cdot 10^{-6}$	$1{,}70 \cdot 10^{8}$
10	Stahl	0,2620	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$	$2{,}882 \cdot 10^{-6}$	0,4597 – 6	0,0751	0,4343	0,1729	0,1729	12,7578	$2{,}9 \cdot 10^{-6}$	$1{,}45 \cdot 10^{8}$
11	Fe-Beton	0,2076	$1{,}4 \cdot 10^{-8}$	$2{,}906 \cdot 10^{-9}$	0,4633 – 9	2,9964	19,9778	0,1500	6,9000	19,6578	$2{,}9 \cdot 10^{-9}$	$1{,}45 \cdot 10^{5}$
12	Baryt-Beton	0,1431	$6{,}8 \cdot 10^{-13}$	$9{,}731 \cdot 10^{-14}$	0,9882 – 14	4,4751	43,4300	0,1030	10,3000	29,9578	$9{,}8 \cdot 10^{-14}$	4,90
13	Stahl	0,1419	$4{,}6 \cdot 10^{-13}$	$6{,}527 \cdot 10^{-14}$	0,8147 – 14	0,1735	1,1031	0,1573	0,3995	30,3573	$6{,}6 \cdot 10^{-14}$	3,30

den (Al, Fe-Beton mit B_4C-Zusatz).
Bedeutet $\mu^{(c)}$ den makroskopischen Einfang-Querschnitt für thermische Neutronen, $\mu^{(s)}$ den makrsokopischen Streuquerschnitt $\mu^{(t)}$ den makroskopischen Gesamt-Wirkungsquerschnitt und $\mu_o = 2/(3A)$ (A = Atomgewicht) den mittleren Cosinus des Streuwinkels, so gilt für schwache Absorber wie z.B. Al die Beziehung

$$K^2 = \frac{1}{L^2} = \frac{\mu^{(c)}}{D} = 3\mu^{(t)}\mu^{(c)}(1-\bar{\mu}_o)[1 - (\frac{4}{5} - \frac{\bar{\mu}_o}{1-\bar{\mu}_o}\frac{\mu^{(c)}}{\mu^{(t)}} + \ldots] \qquad (16)$$

(vgl. [3], S. 161).

Für Aluminium findet man (vgl. [10] 1-25)

$$A = 26{,}98; \quad \mu^{(c)} = 0{,}0123 \text{ cm}^{-1}; \quad \mu^{(s)} = 0{,}084 \text{ cm}^{-1};$$

$$\mu^{(t)} = 0{,}0963 \text{ cm}^{-1}$$

und daher wird mit

$$\mu_{(o)} = \frac{2}{3A} = \frac{2}{80{,}94} = 0{,}0247$$

nach (16)

$$K^2 = 0{,}003123 \text{ cm}^{-2}.$$

Daraus folgt nun weiter:

$$K = 0{,}0559 \text{ cm}^{-1}; \quad D = \frac{\mu^{(c)}}{K^2} = 3{,}938 \text{ cm}.$$

Etwas komplizierter ist die Berechnung von K, D und μ_o für den Fe-Beton mit B_4C-Zusatz, da das Bor einen sehr hohen Einfang-Querschnitt für thermische Neutronen besitzt und Gl. (16) ja nur für schwache Absorber gültig ist. Anstelle der Gl. (16) verwendet man jetzt zweckmäßig die aus der Transporttheorie folgende Gl. (17) zur Bestimmung der Diffusionslänge L (vgl. [3], S. 161)

$$\frac{L\mu^{(s)}}{2} \ln \left(\frac{L\mu^{(t)}+1}{L\mu^{(t)}-1}\right) = \frac{1+3\,L^2\mu^{(s)}\mu^{(c)}\bar{\mu}_o}{1+3\,L^2\mu^{(t)}\mu^{(c)}\bar{\mu}_o} . \qquad (17)$$

Allerdings müssen zuvor die Größen $\mu^{(c)}$, $\mu^{(s)}$, $\mu^{(t)}$ und $\bar{\mu}_o$ für den Fe-Beton mit B_4C-Zusatz berechnet werden.

Für ein Molekül der Form B_mC_n ergibt sich der makroskopische Einfang-Querschnitt zu

$$\mu_{B+c}^{(c)} = \frac{\rho N_L}{M} \left(m\ \sigma_B^{(c)} + n\ \sigma_c^{(c)}\right) \qquad (18)$$

und der makroskopische Streuquerschnitt zu

$$\mu_{B+c}^{(s)} = \frac{\rho N_L}{M} \left(m\ \sigma_B^{(s)} + n\ \sigma_c^{(s)}\right) \qquad (19)$$

wobei N_L die Loschmidtsche Zahl ($N_L = 6{,}023 \cdot 10^{23}\ mol^{-1}$), ρ den Dichteanteil und $M = mA_B + nA_C$ das Molekulargewicht der Verbindung B_mC_n bedeutet. Die mikroskopischen Einfang- bzw. Streuquerschnitte sind durch $\sigma^{(c)}$ bzw. $\sigma^{(s)}$ gegeben. Da für den mikroskopischen Gesamt-Querschnitt stets

$$\sigma^{(t)} = \sigma^{(c)} + \sigma^{(s)}$$

gilt, lautet der Ausdruck für den makroskopischen Gesamtquerschnitt der Verbindung B_mC_n analog zu (18) und (19)

$$\mu_{B+c}^{(t)} = \frac{\rho N_L}{M} \left(m\ \sigma_B^{(t)} + n\ \sigma_c^{(t)}\right) .$$

Für die Komponenten B und C gilt ferner noch

$$\mu_B^{(c)} = \frac{\rho N_L}{M}\ m\ \sigma_B^{(c)} ; \quad \mu_C^{(c)} = \frac{\rho N_L}{M}\ n\ \sigma_C^{(c)}$$

Die Zusammensetzung des Fe-Betons ist aus [1], Anhang S. 5 und 6 ersichtlich. Der Dichteanteil des B_4C beträgt nach S. 1 0,0240 g cm^{-3}; das entspricht, wie eingangs erwähnt, 5 kg B_4C je Tonne Stahl.

Tabelle 6

Molekül B_mC_n	Dichte-anteil $[g\ cm^{-3}]$	M	$m\sigma_B^{(c)}$ $[cm^2]$	$n\sigma_C^{(c)}$ $[cm^2]$	$m\sigma_B^{(t)}+n\sigma_C^{(t)}$ $[cm^2]$	$\frac{\rho N_L}{M}$ $[cm^{-3}]$	$\mu_B^{(c)}$ $[cm^{-1}]$	$\mu_C^{(c)}$ $[cm^{-1}]$	$\mu_{B+C}^{(c)}$ $[cm^{-1}]$	$\mu_{B+C}^{(t)}$ $[cm^{-1}]$
MgO	0,012	40,320	$0,063.10^{-24}$	$0,0002.10^{-24}$	$7,8632.10^{-24}$	$1,7925.10^{20}$	$1,1293.10^{-5}$	$3,5850.10^{-8}$	$1,1329.10^{-5}$	$1,4095.10^{-3}$
SiO_2	0,138	60,090	$0,13\ .10^{-24}$	$0,0004.10^{-24}$	$10,2304.10^{-24}$	$1,3832.10^{21}$	$1,7982.10^{-4}$	$5,5328.10^{-7}$	$1,8037.10^{-4}$	$1,4151.10^{-2}$
Al_2O_3	0,048	101,960	$0,460.10^{-24}$	$0,0006.10^{-24}$	$15,8606.10^{-24}$	$2,8354.10^{20}$	$1,3043.10^{-4}$	$1,7012.10^{-7}$	$1,3060.10^{-4}$	$4,4971.10^{-3}$
Fe_2O_3	0,024	159,700	$5,06\ .10^{-24}$	$0,0006.10^{-24}$	$39,6606.10^{-24}$	$9,0514.10^{19}$	$4,5800.10^{-4}$	$5,4308.10^{-8}$	$4,5806.10^{-4}$	$3,5898.10^{-3}$
CaO	0,378	56,080	$0,43\ .10^{-24}$	$0,0002.10^{-24}$	$13,6302.10^{-24}$	$4,0597.10^{21}$	$1,7457.10^{-3}$	$8,1194.10^{-7}$	$1,7465.10^{-3}$	$5,5334.10^{-2}$
B_4C	0,024	55,290	$3020\ .10^{-24}$	$0,0032.10^{-24}$	$3040,8032.10^{-24}$	$2,6144.10^{20}$	$7,8955.10^{-1}$	$8,3661.10^{-7}$	$7,8955.10^{-1}$	$7,9499.10^{-1}$
Fe	4,800	55,850	$2,53\ .10^{-24}$	-	$13,53\ .10^{-24}$	$5,1764.10^{22}$	$1,3096.10^{-1}$	-	$1,3096.10^{-1}$	$7,0037.10^{-1}$
H_2O	0,180	18,016	$0,66\ .10^{-24}$	$0,0002.10^{-24}$	$80,8602.10^{-24}$	$6,0176.10^{21}$	$3,9716.10^{-3}$	$1,2035.10^{-6}$	$3,9728.10^{-3}$	$4,8658.10^{-1}$
							$9,2701.10^{-1}$	$3,6656.10^{-6}$	$9,2701.10^{-1}$	2,0609

In Tab. 6 sind die zur Berechnung von $\mu^{(c)}$ und $\mu^{(t)}$ erforderlichen Daten bereitgestellt. Die Atomgewichte und die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte wurden aus [3], S. 334 entnommen.

Es ist also $\mu^{(c)} = 0{,}92701 \text{ cm}^{-1}$ und $\mu^{(t)} = 2{,}0609 \text{ cm}^{-1}$ und daher wird

$$\frac{\mu^{(c)}}{\mu^{(t)}} = 0{,}4498 . \qquad (20)$$

Den mittleren Cosinus μ_o des Streuwinkels kann man nach der Formel

$$\overline{\mu}_o = \frac{\sum_i \left[N_i \sigma_i^{(s)} \left(\frac{2}{3A_i}\right)\right]}{\sum_i \left[N_i \sigma_i^{(s)}\right]} \qquad (21)$$

(vgl. [3], S. 161) berechnen. Hierbei bedeutet N_i die Anzahl der Atome des i-ten Elementes in der Volumeneinheit, $\sigma_i^{(s)}$ den betreffenden mikroskopischen Streuquerschnitt und A_i das entsprechende Atomgewicht des i-ten Elementes. Man erkennt sofort, daß (21) im vorliegenden Falle folgende Gestalt annimmt:

$$\overline{\mu}_o = \frac{\frac{2}{3} \sum_i \left[\frac{\rho_i N_L}{Mi} \left(\frac{m_i \sigma_{Bi}^{(s)}}{A_{Bi}} + \frac{n_i \sigma_{Ci}^{(s)}}{A_{Ci}}\right)\right]}{\sum_i \left[\frac{\rho_i N_L}{Mi} \left(m_i \; \sigma_{Bi}^{(s)} + n_i \; \sigma_{Ci}^{(s)}\right)\right]} . \qquad (22)$$

Diese Darstellung (22) hat den Vorteil, daß man von den in Tab. 6 bereits berechneten Werten Gebrauch machen kann. Tab. 7 enthält alle zur Ermittlung von $\overline{\mu}_o$ erforderlichen Zahlenangaben. Atomgewichte und mikroskopische Streuquerschnitte wurden wieder aus [3], S. 334 entnommen.

Nach (22) erhält man also

$$\overline{\mu}_o = \frac{2}{3} \cdot \frac{0{,}4692}{1{,}1339} = 0{,}2759$$

Tabelle 7

Molekül B_mC_n	A_{Bi}	A_{Ci}	$m_i\sigma_{Bi}^{(s)}$ $[cm^2]$	$n_i\sigma_{Ci}^{(s)}$ $[cm^2]$	$\frac{\rho_i N_L}{M_i} m_i\sigma_{Bi}^{(s)}$ $[cm^{-1}]$	$\frac{\rho_i N_L}{M_i} n_i\sigma_{Ci}^{(s)}$ $[cm^{-1}]$	$\frac{\rho_i N_L}{M_i} \frac{m_i\sigma_{Bi}^{(s)}}{A_{Bi}}$ $[cm^{-1}]$	$\frac{\rho_i N_L}{M_i} \frac{n_i\sigma_{Ci}^{(s)}}{A_{Ci}}$ $[cm^{-1}]$
MgO	24,32	16,00	$3,6 \cdot 10^{-24}$	$4,2 \cdot 10^{-24}$	$6,4530 \cdot 10^{-4}$	$7,5285 \cdot 10^{-4}$	$2,6534 \cdot 10^{-5}$	$4,7053 \cdot 10^{-5}$
SiO_2	28,09	16,00	$1,7 \cdot 10^{-24}$	$8,4 \cdot 10^{-24}$	$2,3514 \cdot 10^{-3}$	$1,1619 \cdot 10^{-2}$	$8,3710 \cdot 10^{-5}$	$7,2619 \cdot 10^{-4}$
Al_2O_3	26,98	16,00	$2,8 \cdot 10^{-24}$	$12,6 \cdot 10^{-24}$	$7,9391 \cdot 10^{-4}$	$3,5726 \cdot 10^{-3}$	$2,9426 \cdot 10^{-5}$	$2,2329 \cdot 10^{-4}$
Fe_2O_3	55,85	16,00	$22,0 \cdot 10^{-24}$	$12,6 \cdot 10^{-24}$	$1,9913 \cdot 10^{-3}$	$1,1405 \cdot 10^{-3}$	$3,5654 \cdot 10^{-5}$	$7,1281 \cdot 10^{-5}$
CaO	40,08	16,00	$9,0 \cdot 10^{-24}$	$4,2 \cdot 10^{-24}$	$3,6537 \cdot 10^{-2}$	$1,7051 \cdot 10^{-2}$	$9,1160 \cdot 10^{-4}$	$1,0657 \cdot 10^{-3}$
B_4C	10,82	12,01	$16,0 \cdot 10^{-24}$	$4,8 \cdot 10^{-24}$	$4,1830 \cdot 10^{-3}$	$1,2549 \cdot 10^{-3}$	$3,8660 \cdot 10^{-4}$	$1,0449 \cdot 10^{-4}$
Fe	55,85	-	$11,0 \cdot 10^{-24}$	-	$5,6940 \cdot 10^{-1}$	-	$1,0195 \cdot 10^{-2}$	-
H_2O	1,008	16,00	$76,0 \cdot 10^{-24}$	$4,2 \cdot 10^{-24}$	$4,5734 \cdot 10^{-1}$	$2,5274 \cdot 10^{-2}$	$4,5371 \cdot 10^{-1}$	$1,5796 \cdot 10^{-3}$
					1,0732	0,0607	0,4654	0,0038

Setzt man nun $\mu^{(c)}$, $\mu^{(t)}$ und $\bar{\mu}_o$ in Gl. (16) ein, so folgt

$$K = 1{,}8352 \tag{23}$$

und

$$D = \frac{\mu^{(c)}}{K^2} = 0{,}2752\,. \tag{24}$$

Die Diffusionslänge L ergibt sich wegen $L = 1/K$ zu

$$L = 0{,}5449 \text{ cm}\,. \tag{25}$$

Da es aber wegen (20) zunächst einmal sehr zweifelhaft erscheint, im vorliegenden Falle Gl. (16) anzuwenden, wurde auch noch die transzendente Gleichung (17) zur Berechnung von L, K und D herangezogen. Die Lösung von (17) lautet

$$L = 0{,}5538 \text{ cm}, \tag{26}$$

wie man durch Einsetzen von (26) in Gl. (17) sofort bestätigt. Mithin folgt weiter

$$K = \frac{1}{L} = 1{,}8057 \text{ cm}^{-1} \tag{27}$$

und

$$D = \frac{\mu^{(c)}}{K^2} = L^2\mu^{(c)} = 0{,}2843 \text{ cm}\,. \tag{28}$$

Der Unterschied zwischen (23), (24), (25) und (26), (27), (28) ist nur unwesentlich; daher ist es statthaft, die Diffusionstheorie bei der Berechnung des thermischen Flusses anzuwenden. Tabelle 8 enthält sämtliche zur Berechnung der therm. Flußverteilung erforderlichen Konstanten.

An der Außenfläche des Stahlmantels ergibt sich nach (13) ein thermischer Fluß von

$$\Phi_s = 10{,}12 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\,.$$

Hierbei ist allerdings zu beachten, daß alles, was aus der schnellen Neutronengruppe ausgeschieden ist, als thermisch gezählt wurde. Streng genommen ist dies aber nicht ganz zutreffend, denn unter den als thermisch angenommenen Neutronen befinden sich sicher auch noch mittelschnelle Neutronen mit Energien zwischen 0,5 MeV und 0,5 eV. Um genau zu sein, müßte man Mehrgruppentheorie betreiben. Da dies aber infolge Zeitknappheit nicht möglich war und eine konservative Abschätzung der Gesamt-Dosisleistung für die Neutronenkomponente bereits an anderer Stelle (vgl. [1], Anhang S. 42 und 43) durchgeführt wurde, soll hier auf Einzelheiten nicht näher eingegangen werden. Aus Sicherheitsgründen wurde daher für die Gruppe der langsamen Neutronen als Dosis-Umrechnungsfaktor der für die 10 KeV-Neutronen gewählt. Dieser Umrechnungsfaktor ergibt sich nach Tab. 4 zu

$$D = 0{,}008 \; \frac{\text{mrem h}^{-1}}{\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}} \; .$$

Damit entspricht dem obigen Fluß von $\Phi_s = 10{,}12 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ eine Dosisleistung von

$$0{,}0810 \text{ mrem h}^{-1}.$$

Die Dosisleistung für die schnellen Neutronen ist in Tab. 3 mit 0,4524 mrem h^{-1} angegeben. Daher erzeugt der gesamte Neutronenfluß eine Dosisleistung von

$$0{,}4524 + 0{,}0810 = 0{,}5334 \text{ mrem h}^{-1}. \qquad (29)$$

Dieser Wert ist sicher pessimistisch, obgleich er zunächst etwas kleiner als der in [1], Anhang S. 43 angegeben ausfällt. Bei der unter 3) durchgeführten Rechnung wurde gezeigt, daß der im Graphit befindliche Vertikalkanal in seiner Wirkung überschätzt wird, sobald man von der gesamten Graphitschicht überall den Kanaldurchmesser in Abzug bringt. Man hat daher den obigen Wert von 0,55 mrem h^{-1} mit einem Korrekturfaktor zu multiplizieren, der sich wegen (7) und (8) zu

Tabelle 8

Medium	$K\,[cm^{-1}]$	$D\,[cm]$	Literatur	$K^2\,[cm^{-2}]$	$\mu^{*2}\,[cm^{-2}]$	$K^2-\mu^{*2}$	$\phi_f(o)$	$\mu^*\phi_f(o)$	$D(K^2-\mu^{*2})$	$\frac{\mu^*\phi_f(o)}{D(K^2-\mu^{*2})}$	$\frac{\mu^*\phi_f(o)}{D(K^2-\mu^{*2})}\,e^{-\mu^* x}$	Kx	e^{-Kx}	$\phi_s(o)$
Schwer-wasser	0,0069	1,104	[8], S. 26	0,00004761	0,01763584	-0,0176	$5,00.10^{13}$	$6,640.10^{12}$	-0,0194	$-3,42.10^{14}$	$-2,60 . 10^{11}$	0,3750	$6,85.10^{-1}$	$0,82.10^{14}$ [5] Abb.23
Alumi-nium	0,0559	3,938		0,00312481	0,01317904	-0,0100	$3,75.10^{10}$	$4,305.10^{9}$	-0,0394	$-1,09.10^{11}$	$-9,37 . 10^{10}$	0,0710	$9,3 .10^{-1}$	$2,9 .10^{14}$
Graphit	0,0193	0,917	[10], 1-20	0,00037249	0,01022121	-0,0098	$3,30.10^{10}$	$3,336.10^{9}$	-0,00899	$-3,71.10^{11}$	$-6,31.10^{10}$	0,3378	$7,1 .10^{-1}$	$2,7 .10^{14}$
Exp. Kanal							$6,00.10^{19}$							$1,92.10^{14}$
Graphit	0,0193	0,917	[10], 1-20	0,00037249	0,00894916	-0,0086	$4,80.10^{9}$	$4,541.10^{8}$	-0,00789	$-5,76.10^{10}$	$-1,12.10^{10}$	0,3378	$7,1 .10^{-1}$	$1,92.10^{14}$
Blei	0,08346	0,9213	[8], S.26	0,00696557	0,01527696	-0,0083	$8,50.10^{8}$	$1,051.10^{8}$	-0,00765	$-1,37.10^{10}$	$-1,08.10^{10}$	0,1586	$8,5 .10^{-1}$	$1,36.10^{14}$
Boral							$6,75.10^{8}$							$1,16.10^{14}$
Stahl	0,6210	0,3604	[8], S.26	0,38564100	0,03806401	0,3476	$6,50.10^{8}$	$1,268.10^{8}$	0,1253	$1,01.10^{9}$	$7,37.10^{8}$	0,9936	$3,7 .10^{-1}$	$1,16.10^{6}$ [9] S.189
Blei	0,08346	0,9213	[8], S.26	0,00696557	0,01416100	-0,0072	$4,70.10^{8}$	$5,593.10^{7}$	-0,00663	$-8,44.10^{9}$	$-3,12.10^{9}$	0,7094	$5,0 .10^{-1}$	$3,64.10^{8}$
Stahl	0,6210	0,3604	[8], S.26	0,38564100	0,02989441	0,3557	$1,70.10^{8}$	$2,939.10^{7}$	0,1282	$2,29.10^{8}$	$1,91.10^{8}$	0,6210	$5,4 .10^{-1}$	$1,28.10^{9}$
Fe-Beton	1,8057	0,2843		3,26055249	0,02250000	3,2380	$1,45.10^{8}$	$2,175.10^{7}$	0,9206	$2,36.10^{7}$	$2,43.10^{4}$	83,0622	$8,44.10^{-37}$	$7,58.10^{8}$
Baryt-Beton	0,2000	0,484	[11], S.477	0,04	0,01060900	0,0294	$1,45.10^{5}$	$1,494.10^{4}$	0,0142	$1,05.10^{6}$	$3,52.10^{1}$	20,0000	$2,05.10^{-9}$	$2,43.10^{4}$
Stahl	0,6210	0,3604	[8], S. 26	0,38564100	0,02474329	0,3609	$4,90.10^{0}$	0,7708	0,1301	5,92	3,97	1,5773	$2,1 .10^{-1}$	$3,52.10^{1}$

$$f_k = \frac{2,473}{3,124} = 0,792$$

ergibt. Die Multiplikation liefert dann

$$0,55 \cdot 0,792 = 0,4356 \text{ mrem h}^{-1}.$$

Infolge des in Tab. 8 zu hoch angesetzten thermischen Neutronenflusses wird offensichtlich auch die noch zu ermittelnde Einfang-γ-Strahlung im biologischen Schild zu groß ausfallen. Diese Abschätzung ist also gleichfalls konservativ.

5. Die Einfang-γ-Strahlung aus dem biologischen Schild

Zu der nun folgenden Berechnung der Einfang-γ-Strahlung in der biologischen Abschirmung diente gleichfalls ein Verfahren von Grotenhuis und Butler [8], S. 32 für ebene Plattengeometrie, das sich bei einer exponentiell verteilten Quelle thermischer Neutronen immer mit Vorteil anwenden läßt. Außerdem arbeitet die Formel mit einem linearen Aufbaufaktor. Bedeutet k die exponentielle Neigung des thermischen Flusses und μ den linearen γ-Absorptionskoeffizienten, so sind praktisch zwei Fälle zu unterscheiden.

a) $\nu = \frac{k}{\mu} > 1$

$$\Phi_\gamma(t) = \frac{Q_\gamma}{2k}\left\{e^{kt}E_1(\mu t) - \ln(\nu-1) + Ei(\mu t(\nu-1)) + \frac{k}{k-\mu}\left(e^{(k-\mu)t}-1\right)\right\} \text{ MeV cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$$

b) $\nu = \frac{k}{\mu} < 1$

$$\Phi_\gamma(t) = \frac{Q_\gamma}{2k}\left\{e^{kt}E_1(\mu t) - \ln(1-\nu) - E_1(\mu t(1-\nu)) + \frac{k}{k-\mu}\left(e^{(k-\mu)t}-1\right)\right\} \text{ MeV cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$$

mit

$\Phi_\gamma(t)$ = γ-Fluß an der Außenfläche des abschirmenden Mediums in MeV $cm^{-2}sec^{-1}$

Q_γ = $\Phi_s(t) \cdot \mu^{(c)} \cdot E \cdot \bar{n}(E)$ = Quellstärke der sekundären γ-Strahlung in MeV $cm^{-3}sec^{-1}$

t = Dicke der abschirmenden Schicht

$\mu^{(c)}$ = makroskopischer Einfang-Querschnitt für thermische Neutronen

$\bar{n}$ (E) = effektive Zahl der Einfang-γ-Quanten der Energie E, emittiert pro eingefangenes Neutron.

Für den Fe-Beton mit B_4C-Zusatz ist $\bar{n}(E)$ anhand der Betonzusammensetzung zu ermitteln. Tab. 6 enthält bereits die makroskopischen Absorptions-Querschnitte für die einzelnen Elemente. Eine übersichtliche Zusammenstellung der Anzahl der Photonen innerhalb bestimmter Energieintervalle bezogen auf 100 Einfänge ist in [10] 7 - 74 für eine Vielzahl von Elementen wiedergegeben. Anhand dieser Aufstellung wurde eine Aufteilung in vier Energiegruppen (2, 4, 6, 8 MeV) vorgenommen. Sämtliches Zahlenmaterial enthält Tab. 9.

Tabelle 9

Element	$\mu_i^{(c)}$ [cm^{-1}]	Anzahl der Photonen bezogen auf 1 Einfang			
		2 MeV $n_i(2)$	4 MeV $n_i(4)$	6 MeV ni(6)	8 MeV $n_i(8)$
Mg	$1,1293 \cdot 10^{-5}$	0,59	1,10	0,25	0,11
Si	$1,7982 \cdot 10^{-4}$	1,00	2,29	0,41	0,16
Al	$1,3043 \cdot 10^{-4}$	0,13	0,77	0,21	0,35
Ca	$1,7457 \cdot 10^{-3}$	0,50	0,60	1,01	0,024
B	$7,8955 \cdot 10^{-1}$	0,00	0,00	0,00	0,00
C	$8,3661 \cdot 10^{-7}$	0,30	1,00	0,00	0,00
H	$3,9716 \cdot 10^{-3}$	1,00	0,00	0,00	0,00
O	$2,828998 \cdot 10^{-6}$	-	-	-	-
Fe	$1,31418 \cdot 10^{-1}$	0,10	0,24	0,22	0,50
	$9,2701 \cdot 10^{-1}$				

Die effektive Zahl $\bar{n}(E)$ der Einfang-γ-Quanten der Energie E, die pro eingefangenes Neutron emittiert wird, erhält man, indem man jeden einzelnen Wirkungsquerschnitt in Tab. 9 mit der zugehörigen Anzahl der Photonen einer Energie E bezogen auf 1 Einfang multipliziert, sämtliche Produkte addiert und die so gewonnene Summe durch den gesamten Absorptionsquerschnitt $\mu^{(c)}$ dividiert. Das Ergebnis der Rechnung ist in Tab. 10 und 11 enthalten.

Tabelle 10

Element	$\mu_i^{(c)} n_i(2)$	$\mu_i^{(c)} n_i(4)$	$\mu_i^{(c)} n_i(6)$	$\mu_i^{(c)} n_i(8)$
Mg	$6{,}66287 \cdot 10^{-6}$	$1{,}24223 \cdot 10^{-5}$	$2{,}82325 \cdot 10^{-6}$	$1{,}24223 \cdot 10^{-6}$
Si	$1{,}7982 \cdot 10^{-4}$	$4{,}117878 \cdot 10^{-4}$	$7{,}37262 \cdot 10^{-5}$	$2{,}87712 \cdot 10^{-5}$
Al	$1{,}69559 \cdot 10^{-5}$	$1{,}004311 \cdot 10^{-4}$	$2{,}73903 \cdot 10^{-5}$	$4{,}56505 \cdot 10^{-5}$
Ca	$8{,}7285 \cdot 10^{-4}$	$1{,}04742 \cdot 10^{-3}$	$1{,}763157 \cdot 10^{-3}$	$4{,}18968 \cdot 10^{-5}$
B	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
C	$2{,}50983 \cdot 10^{-7}$	$8{,}3661 \cdot 10^{-7}$	0,00000	0,00000
H	$3{,}9716 \cdot 10^{-3}$	0,00000	0,00000	0,00000
O	-	-	-	-
Fe	$1{,}31418 \cdot 10^{-2}$	$3{,}154032 \cdot 10^{-2}$	$2{,}891196 \cdot 10^{-2}$	$6{,}5709 \cdot 10^{-2}$
	0,01819	0,03311	0,03078	0,06583

Tabelle 11

$\mu^{(c)}$ [cm^{-1}]	$\bar{n}$ (2)	$\bar{n}$ (4)	$\bar{n}$ (6)	$\bar{n}$ (8)
0,92701	0,01962	0;03572	0,03320	0,07101

Für den Baryt-Beton wurden die entsprechenden Werte aus [11] S. 478, Tab. 7 - 19 (BA-a) entnommen. Die Zahlenangaben sind in Tab. 12 zusammengestellt.

Tabelle 12

$\mu^{(c)}[cm^{-1}]$	$\bar{n}$ (2)	$\bar{n}$ (4)	$\bar{n}$ (6)	$\bar{n}$ (8)
0,0193	0,663	0,555	0,301	0,120

Schließlich sind die entsprechenden Werte für Eisen der Dichte 7,7 g cm^{-3} in Tabelle 13 enthalten. Hierbei wurde zur Berechnung von $\mu^{(c)}$ der in [10] 7 - 74 angegebene thermische (n,γ) Wirkungsquerschnitt von 2,43 . 10^{-24} verwendet.

Tabelle 13

$\mu^{(c)}[cm^{-1}]$	$\bar{n}$ (2)	$\bar{n}$ (4)	$\bar{n}$ (6)	$\bar{n}$ (8)
0,2018	0,10	0,24	0,22	0,50

Für die Berechnung werden außerdem aber auch noch die linearen γ-Absorptionskoeffizienten für Fe-Beton, Baryt-Beton und Stahl benötigt. Für Fe-Beton und Baryt-Beton wurden dieselben anhand zweier Kurven in [3], S. 37 berechnet (steel loaded concrete, ρ = 5,3 g cm^{-3}; Barytes concrete, ρ = 3,1 g cm^{-3}). Tab. 14 und 15 enthalten die Ergebnisse der Auswertung.

Tabelle 14

Eisenschrot-Beton

Energie [MeV]	Dekadenl. in Zoll	Dekadenl. in cm	Relaxationsl. in cm	$\mu[cm^{-1}]$ ρ=5,3gcm^{-3}	$\mu[cm^{-1}]$ ρ=5,58
2	4,1	10,414	4,5228	0,2211	0,2328
4	5,3	13,462	5,8465	0,1710	0,1800
6	5,9	14,986	6,5084	0,1536	0,1617
8	6,0	15,240	6,6187	0,1511	0,1591

Tabelle 15

Baryt-Beton

Energie [MeV]	Dekadenl. in Zoll	Dekadenl. in cm	Relaxationsl. in cm	$\mu[cm^{-1}]$ $\rho=3,1 g cm^{-3}$	$\mu[cm^{-1}]$ $\rho=3,5 g cm^{-}$
2	7,0	17,78	7,7218	0,1295	0,1462
4	9,3	23,622	10,2590	0,09748	0,1100
6	10,0	25,4	11,0312	0,09065	0,1023
8	10,0	25,4	11,0312	0,09065	0,1023

Für Eisen wurden die totalen Massenabsorptionskoeffizienten μ/ρ aus [11], S. 468, Tab. 7 - 9 entnommen und mit der Dichte $\rho = 7,7$ g cm^{-3} multipliziert. Es folgt somit (vgl. Tab. 16)

Tabelle 16

Energie	μ/ρ $[cm^2 g^{-1}]$	μ $[cm^{-1}]$
2	0,0424	0,3265
4	0,0330	0,2541
6	0,0304	0,2341
8	0,0295	0,2272

Der sekundäre γ-Fluß an der Außenfläche des Fe-Betonringes kann jetzt nach Gl. (30) bzw. Gl. (31) berechnet werden. In Tab. 17 sind alle für die Berechnung erforderlichen Zahlenangaben enthalten. Die mittlere exponentielle Neigung des thermischen Flusses ergibt sich aus der Gleichung

$$2,43 \cdot 10^4 = 7,58 \cdot 10^8 \, e^{-k \cdot 46} \quad \text{(vgl.Tab.1 u. Tab.8)}$$

zu

$$k = \frac{\log(7,58 \cdot 10^8) - \log(2,43 \cdot 10^4)}{46 \cdot 0,4343} = 0,2250 \text{ cm}^{-1}$$

Tabelle 17

	8 MeV	6 MeV	4 MeV	2 MeV
$\mu[cm^{-1}]$	0,1591	0,1617	0,1800	0,2328
$\nu = \frac{k}{\mu}$	1,4142	1,3915	1,2500	0,9665
kt	10,3500	10,3500	10,3500	10,3500
μt	7,3186	7,4382	8,2800	10,7088
$\mu t\ (\nu - 1)$	3,0314	2,9120	2,0700	-0,3587
$\frac{k}{k-\mu}$	3,4143	3,5545	5,0000	-28,8462
$\frac{Q_\gamma}{2k}[MeV\ cm^{-2} sec^{-1}]$	$2,844.10^4$	$0,9971.10^4$	$0,7151\ .\ 10^4$	$0,1964.10^4$
$\Phi_\gamma(t)[MeV\ cm^{-2} sec^{-1}]$	$2,302.10^6$	$7,43206.10^5$	$3,00962.10^5$	$2,2331.10^4$

Es folgen nun noch 100 cm Baryt-Beton und 2,54 cm Stahl. Die Faktoren f, mit denen die Flüsse $\Phi_\gamma(t)$ zu multiplizieren sind, um die γ-Flüsse Φ_γ an der Außenfläche der Stahlabschirmung zu erhalten, enthält Tab. 18.

Tabelle 18

	8 MeV	6 MeV	4 MeV	2 MeV
f	$2,026.10^{-5}$	$1,99\ \cdot 10^{-5}$	$8,758\cdot 10^{-6}$	$1,952\cdot 10^{-7}$
$\Phi_\gamma[MeV\ cm^{-2} sec^{-1}]$	46,64	14,79	2,6358	$4,359\cdot 10^{-3}$
$D[\frac{mrh^{-1}}{MeVcm^{-2}sec^{-1}}]$	$1,1\ \cdot\ 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$1,32\ \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$
DL $[mr\ h^{-1}]$	$5,130.10^{-2}$	$1,745.10^{-2}$	$3,479.10^{-3}$	$7,062.10^{-6}$

Die Umrechnungsfaktoren D von Fluß auf Dosisleistung wurden aus [11], S. 474, Tab. 7-15 entnommen.

In gleicher Weise zeigt Tab. 19 die erforderlichen Daten für den Baryt-Beton. Die mittlere exponentielle Neigung des thermischen Flusses ergibt sich (vgl. Tab. 1 und Tab. 8) zu

$$k = \frac{\log(2{,}43 \cdot 10^4) - \log(3{,}52 \cdot 10^1)}{100 \cdot 0{,}4343} = 0{,}06537 \text{ cm}^{-1}$$

Tabelle 19

	8 MeV	6 MeV	4 MeV	2 MeV
μ [cm^{-1}]	0,1023	0,1023	0,1100	0,1462
$\nu = \frac{k}{\mu}$	0,6390	0,6390	0,5943	0,4471
kt	6,537	6,537	6,537	6,537
μt	10,23	10,23	11,00	14,62
$\mu t\ (1-\nu)$	3,6930	3,6930	4,4627	8,0834
$\frac{k}{k-\mu}$	-1,7701	-1,7701	-1,4647	-0,8087
$\frac{Q_\gamma}{2k}$[MeV cm^{-2}sec^{-1}]	4,9887	9,3850	11,5364	6,8907
$\Phi_\gamma(t)$[MeV cm^{-2}sec^{-1}]	13,6770	25,7299	27,0955	9,6546

Es folgen noch 2,54 cm Stahl. Die Faktoren f, mit denen die Flüsse $\Phi_\gamma(t)$ zu multiplizieren sind, um die betreffenden Flüsse Φ_γ an der Außenfläche der Stahlabschirmung zu erhalten, enthält Tab. 20.

Tabelle 20

	8 MeV	6 MeV	4 MeV	2 MeV
f	0,5616	0,5518	0,5244	0,4363
Φ_γ[MeV $cm^{-2}sec^{-1}$]	7,6810	14,1978	14,2089	4,2123
D[$\frac{mr\ h^{-1}}{MeV\ cm^{-2}sec^{-1}}$]	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$1,32 \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$
DL [mr h^{-1}]	$8,449 \cdot 10^{-3}$	$1,675 \cdot 10^{-2}$	$1,876 \cdot 10^{-2}$	$6,824 \cdot 10^{-3}$

Da die sekundäre γ-Strahlung aus dem äußeren Stahlmantel im Vergleich mit der Einfang-γ-Strahlung des Fe-Betons eine Dosisleistung von gleicher Größenordnung erzeugt, soll der Einfluß dieses Stahlmantels auch noch untersucht werden. Die mittlere exponentielle Neigung des thermischen Flusses ergibt sich (vgl. Tab. 1 und Tab. 8) zu

$$k = \frac{\log 35,2 - \log 10,12}{2,54 \cdot 0,4343} = 0,4907 \text{ cm}^{-1}.$$

Tabelle 21 enthält wieder alle zur Berechnung erforderlichen Daten.

Tabelle 21

	8 MeV	6 MeV	4 MeV	2 MeV
μ [cm^{-1}]	0,2272	0,2341	0,2541	0,3265
$\nu = \frac{k}{\mu}$	2,1598	2,0961	1,9311	1,5029
kt	1,2464	1,2464	1,2464	1,2464
μt	0,5771	0,5946	0,6454	0,8293
$\mu t\ (\nu - 1)$	0,6693	0,6517	0,6009	0,4170
$\frac{k}{k-\mu}$	1,8622	1,9123	2,0740	2,9884
$\frac{Q_\gamma}{2k}$[MeV $cm^{-2}sec^{-1}$]	8,3236	2,7468	1,9977	0,4162
$\Phi_\gamma(t)$[MeV $cm^{-2}sec^{-1}$]	35,1722	11,4423	7,9784	1,4478
D[$\frac{mr\ h^{-1}}{MeV\ cm^{-2}sec^{-1}}$]	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$1,32 \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$
DL [mr h^{-1}]	$3,869 \cdot 10^{-2}$	$1,350 \cdot 10^{-2}$	$1,053 \cdot 10^{-2}$	$2,345 \cdot 10^{-3}$

Die primäre γ-Strahlung aus dem Kern und die Einfang-γ-Strahlung aus den Medien vor dem Eisenschrot-Beton ergeben an der Außenfläche der gesamten Reaktor-Abschirmung nur einen Betrag von

$$0{,}007 \text{ mrem h}^{-1} \quad \text{(vgl. [1], S. 43)}$$

6. Zusammenfassung

Die Dosisleistung an der Außenfläche der gesamten Reaktorabschirmung setzt sich aus folgenden Anteilen zusammen:

Schnelle Neutronen:

0,5 MeV < E < 1 MeV	0,0728 mrem h^{-1}
1 MeV < E < 2 MeV	0,1322 mrem h^{-1}
2 MeV < E < 3 MeV	0,1113 mrem h^{-1}
3 MeV < E	0,1361 mrem h^{-1}

Thermische und epithermische Neutronen:

10 KeV > E	0,0810 mrem h^{-1}

Einfang-γ-Strahlung aus dem Fe-Beton:

8 MeV	0,0513 mrem h^{-1}
6 MeV	0,0175 mrem h^{-1}
4 MeV	0,0035 mrem h^{-1}
2 MeV	0,0001 mrem h^{-1}

Einfang-γ-Strahlung aus dem Baryt-Beton:

8 MeV	0,0085 mrem h^{-1}
6 MeV	0,0168 mrem h^{-1}
4 MeV	0,0188 mrem h^{-1}
2 MeV	0,0069 mrem h^{-1}

Einfang-γ-Strahlung aus dem äußeren Stahlmantel:

8 MeV	0,0387 mrem h^{-1}
6 MeV	0,0135 mrem h^{-1}
4 MeV	0,0106 mrem h^{-1}
2 MeV	0,0024 mrem h^{-1}
Kern-γ-Strahlung und Einfang-γ-Strahlung aus den Schichten vor der biologischen Abschirmung:	0,0070 mrem h^{-1}
Gesamte Dosisleistung:	0,7290 mrem h^{-1}

Die gesamte Dosisleistung ist demnach kleiner als 0,73 mrem h^{-1}; mithin ist die radiale Abschirmung des DIDO auch an der schwächsten Stelle ausreichend.

LITERATURVERZEICHNIS

1. Sicherheitsgutachten zum Zwecke der Erteilung der Baubefreiung für den Materialprüfreaktor DIDO und Abschirmungsberechnung für den Materialprüfreaktor DIDO Technischer Überwachungs-Verein Köln e.V., Dienststelle Aachen, Abt. Kernenergie und Strahlenschutz.

2. Chapman, G.T. and Storrs, C.L.:
   Effective Neutron Removal Cross Sections for Shielding
   AECD-3978 (1955)

3. Price, B.T., Horton, C.C., Spinney, K.T.:
   Radiation Shielding, Pergamon Press (1957)

4. Glasstone, S.:
   Principles of Nuclear Reactor Engineering,
   D. van Nostrand Company, Inc. (1958)

5. Halliday, D.B. and Bobin, K.J.:
   DIDO: - A descriptive Manual Prepared for Operating and Maintenance Staff.
   POC Memo 201, Second Issue 1958

6. Research Reactors USAEC, McGraw-Hill Book Company, Inc. (1955)

7. Amtsblatt der Europäischen Gemeinschaften, 2. Jahrgang
   Nr. 11, 20. Febr. 1959

8. ANL-5544 Experimental Boiling Water Reactor (EBWR)
   Shield Design by Grotenhuis, M. and Butler, J.W.

9. Rockwell, Th. III,
   Reactor Shielding Design Manual
   D. van Nostrand Company, Inc. 1956

10. Etherington, H.:
    Nuclear Engineering Handbook
    McGraw-Hill Book Company, Inc. 1958

11. ANL-5800:
    Reactor Physics Constants.